

Ein einfacher Quantendetektor für den Young'schen Doppelspaltversuch

Andreas Strunz *, Jan-Peter Meyn *

*Didaktik der Physik, Friedrich-Alexander-Universität Erlangen, andreas.strunz@physik.uni-erlangen.de und jan-peter.meyn@physik.uni-erlangen.de

Kurzfassung

Eine herkömmliche CCD-Kamera und ein Quantenzufallsalgorithmus wurden benutzt, um ein Pendant für eine Einzel-Photonen-Kamera am Beispiel des Young'schen Doppelspalts zu entwickeln. Auf die Quantennatur des Lichtes kann aus keinem der beiden Kameratypen geschlossen werden.

PACS numbers: 01.50.H-, 01.50.My, 3.65.Ta

1. Einleitung

Zum Beweis des teilchenhaften Charakters von Quantenobjekten wird oft die räumliche Detektion herangezogen. Die Detektion von mehreren Quanten, die einen Aufbau mit verschiedenen Wegoptionen durchlaufen führt zu einem Interferenz-Muster. Mit dem Ausdruck Welle-Teilchen-Dualismus beschreiben wir das Problem, dass ein Teilchen gleichzeitig alle möglichen Wege durchlaufen müsste, damit es interferieren kann. Aber die Detektion findet an einer ganz bestimmten Position im Detektor statt.

Young's Doppelspaltexperiment [1] ist die Urform der Experimente zur Interferenz von Quantenobjekten in der Physikausbildung [2]. Diese Art von Experimenten basiert immer auf dem folgenden Konzept:

Ein Strahl von Quantenobjekten der eine hinreichend kleine Rate besitzt, wird in den Versuchsaufbau geleitet. Dadurch ist die Wahrscheinlichkeit, dass sich mehr als ein Quant im Aufbau befindet, verschwindend gering. Mittels derartiger Experimente konnten Interferenzmuster mit Photonen [3], Elektronen [4], Neutronen [5], Atomen [6], und Molekülen [7] aufgenommen werden. Die Erzeugung von Interferenz mittels Photonen am Doppelspalt ist am einfachsten zu realisieren und des Weiteren Objekt aktueller Forschung [8], [9].

Darüber hinaus ist es möglich, das Interferenz-Muster mit dem bloßen Auge auch bei einer so kleinen Photonenrate, dass die mittlere Anzahl an Photonen im Aufbau kleiner als 1 ist, zu betrachten [10]. Um das Argument der virtuell geteilten Photonen zu untermauern werden sogenannte Einzel-Photonen-Kameras anstelle der direkten Betrachtung eingesetzt [11], [12]. Indes wird das Konzept des Photons als Teilchen kontrovers diskutiert. Das ist darauf zurückzuführen, dass das Photon über die Zeit signifikant den Teilchencharakter verloren hat [13] und sogar die Abschaffung

dieses Begriffes gefordert wurde [14]. In letzter Zeit kam auch der Vorschlag auf, den Begriff des Teilchens im Hinblick auf das Elektron im Allgemeinen abzuschaffen [15]. Daher scheint es wertvoll zu sein, die Instrumente der Quanteninterferenz Experimente unter diesem Kontext zu überdenken.

Wir stellen einen zweidimensionalen Detektor basierend auf einer simplen CCD-Kamera und einem Computerprogramm, der die Funktionen einer Einzel-Photonen-Kamera in wesentlichen Teilen (bis auf Sensitivität) nachahmt, vor. Dieser kann in Einführungsveranstaltungen zur Quantenphysik zur Unterscheidung der Quanteneigenschaften des einfallenden Lichtes vom Quantenverhalten des Detektors eingesetzt werden. Darüber hinaus ist dieses System hilfreich, um das Präkonzept, dass ein individuelles Signal (Klick) eines binären Detektors die Quantennatur des Lichtes zeigen würde, nicht entwickeln zu lassen.

Im nächsten Abschnitt werden wir die klassischen und die quantenhaften Eigenschaften von Licht auffrischen. Im Abschnitt 3 beschreiben wir den Aufbau einer binären Kamera und ihre Anwendung am Doppelspalt-Experiment.

2. Betrachtung von klassischem und nicht klassischem Licht

2.1. Hierarchie der Theorien

Die zugrundeliegenden Konzepte können ausschließlich mittels der Quantenelektrodynamik formuliert werden [16]. Dadurch kann die Unterscheidung zwischen Klassischer- und Quantenphysik vermieden werden. Allerdings beginnen viele Lehrer im Klassischen und zeigen Besonderheiten der Quantenwelt auf. Unter dieser Gegebenheit sollte ein Demonstrationsexperiment zu Quanteneigenschaften etwas beinhalten, das mittels der klassischen Theorie nicht erklärbar ist.

2.2. Quantenzustände des Lichts

Nach der Wortbedeutung ist ein einzelnes Photon genau ein Photon. Ein Ein-Photon Quantenzustand ist ein Eigenzustand oder ein Spezialfall eines Fockzustandes bezeichnet mit $|1\rangle$, dessen experimentelle Detektionswahrscheinlichkeit für jeden Zeitpunkt gleich eins ist. Für eine derartige Art von Licht gibt es keine klassische Entsprechung.

Die klassische elektro-magnetische Welle entspricht einem kohärenten Zustand $|\alpha\rangle$ mit einer großen mittleren Photonenzahl $|\alpha|^2$ die als Superposition von Eigenzuständen $|n\rangle$ geschrieben werden kann [17]:

$$|\alpha\rangle = e^{-\frac{1}{2}|\alpha|^2} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\alpha^n}{\sqrt{n!}} |n\rangle \quad (1)$$

Die Anzahl von Photonen, die in einem bestimmten Zeitintervall detektiert werden können, ist nur durch den Mittelwert bestimmt. Die Zeit bis zum nächsten Detektionsereignis ist zufällig und unterliegt dem Poisson-Prozess. Bei sehr geringer Bestrahlungsstärke besteht eine Superposition zwischen "Kein Photon" und "Ein Photon". Je geringer die Bestrahlungsstärke (oder je kürzer das Detektionszeitintervall) ist, desto kleiner ist der Anteil an einzelnen Photonen.

Deshalb sollte es tunlichst vermieden werden, diese Superposition zu ignorieren. Nur in bestimmten Experimenten können diese Vakuumzustände wesentlich ausgeschlossen werden. Kohärente Zustände können durch Laser erzeugt werden. Weitere Details sind bei [18] nachlesbar.

2.3. Detektoren

Photodetektoren liefern einen Photostrom bei der Absorption von Licht. Dieser ist jedoch bei sehr geringer Beleuchtungsstärke zu klein, um mit einem handelsüblichen Verstärker aufgelöst werden zu können.

Eine mögliche Lösung ist, ein Lichtsensitives Bauteil (Photomultiplier, PMT, Lawinendiode, APD) in einen metastabilen Zustand zu bringen, das bei Bestrahlung durch Licht eine Ladungslawine auslöst und somit als elektrischer Puls, einem sogenannten Klick, registriert werden kann. Diese elektrischen Pulse werden bei jeglicher Bestrahlungsstärke ausgelöst. Dies liegt darin begründet, dass diese Art von Detektoren weder eine Unterscheidung nach der Beleuchtungsstärke noch nach der einfallenden Energie einer einzelnen Absorption durchführen können. Daher werden diese als binäre Detektoren bezeichnet.

Mit Hilfe der Erkenntnis aus der Quantenelektrodynamik kann die Detektion eines Photons als Auslöser einer Ladungslawine aufgefasst werden. Die Umkehrung gilt nicht, da die Absorption des Lichts durch die einzelnen Atome der Kathode gänzlich mittels der semiklassischen Theorie erklärt werden kann.

Dazu wird das Atom mit der Schrödinger-Gleichung beschrieben und das Licht als klassische elektromagnetische Welle aufgefasst. Daraus folgt, dass bei konstanter Bestrahlungsstärke ein Atom eine endliche Wahrscheinlichkeit besitzt, in einen angeregten Zustand überzugehen. Deshalb sind Klicks des Detektors, für einen Beobachter, der von vornherein keine Vorwissen über Quantenelektrodynamik besitzt, kein Beweis, dass das Licht etwas anderes sein sollte als eine klassische elektro-magnetische Welle.

In Abbildung 1 ist die optische und elektrische Leistung als Funktion der Zeit vor und nach einer Detektion des Lichts skizziert. Ein konstantes elektromagnetisches Feld wie auf der linken Seite angedeutet ist konsistent mit dem elektrischen Signal, das sich im Rahmen der semiklassischen Quantenphysik ergibt.

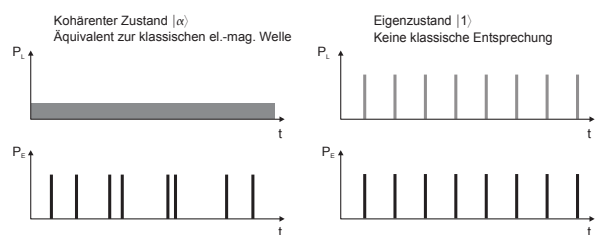


Abb. 1: Lichtdetektion mit binären Detektoren. Die zeitliche Lichtleistung in der oberen Reihe stimmt mit der elektrischen darunter überein.

Es besteht eine offensichtliche, aber rein theoretische Möglichkeit zur Motivation der Existenz von Energiequanten in Detektionsmustern. Für jedes Ereignis sollte die optische Energie der Lichtwelle der Frequenz ν $E = h\nu$ betragen. Prinzipiell könnte dies mittels einer Stoppuhr und einem Thermometer, oder einem empfindlicheren Detektor, der eine kalibrierte Energieskala besitzt, bestätigt werden.

Praktisch ist dies jedoch nicht möglich, da nur ein geringer Anteil der einfallenden Lichtquanten eine Ladungslawine auslöst. Obwohl die Quanteneffizienz eines Einzel-Photonen-Detektors unter speziellen Bedingungen bis zu 88% erreichen kann [19], liegt diese in Demonstrationsexperimenten unter normalen Laborbedingungen nur im Bereich von 20%.

Verstärkte CCD-Kameras bestehen aus einer Anordnung von Photomultipliern, daher gelten die obigen Argumente für jedes einzelne Pixel. Ein stattfindender Klick ist zeitlich und räumlich lokalisiert. Die räumliche Lokalisierung ist jedoch kein Beweis für die Teilchennatur des Photons. Dies kann dadurch begründet werden, dass jedes einzelne Atom des Detektors eine bestimmte Übergangswahrscheinlichkeit, die von der Beleuchtungsstärke abhängt, besitzt.

In Abbildung 2 wird die optische und elektrische Leistung vor und nach der Detektion von Licht skiz-

ziert. Auf der linken Seite gehen wir von einem zirkular, homogen ausgeleuchteten Detektor aus. Die Stärke des elektro-magnetischen Feldes ist konstant und die räumliche Verteilung der ausgelösten Pixel soll rein zufällig sein. Auf der rechten Seite zeigen wir ein klassisches Modell mit kompakten Teilchen. Bei diesem besitzt jedes Einzelne eine wohl definierte Trajektorie. Dies ist unvereinbar mit der Quantenphysik.

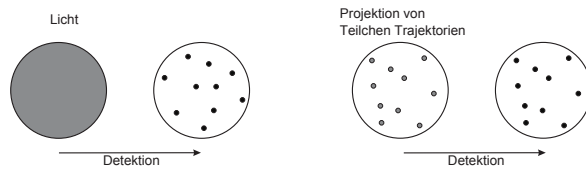


Abb. 2: Detektion mit räumlicher Auflösung. Links: Detektionsereignisse bei gleichmäßiger Beleuchtung in Übereinstimmung zur Quantentheorie. Rechts: Detektionsereignisse von Teilchen in Anlehnung an verbreitete Fehlvorstellungen.

3. Eine binäre Kamera mit einem Quantenalgorithmus

Die Wahrscheinlichkeit für ein Detektionsereignis eines Pixels einer Einzel-Photonen-Kamera ist proportional zur lokalen Bestrahlungsstärke des einfallenden Lichts. Anstelle von durch einzelne Photoelektronen ausgelösten Ladungslawinen nutzen wir herkömmliche Photoaufnahmen, um damit eine Intensitätsverteilung auf dem Detektor abzubilden. Auf diese Verteilung wenden wir während der darauffolgenden digitalen Bildverarbeitung einen softwarebasierten Poisson-Prozess an.

Die daraus resultierenden Bilder sind ununterscheidbar von Aufnahmen einer Einzel-Photonen-Kamera¹.

3.1. Setup

Ein Flussdiagramm der Bildverarbeitungssoftware zeigt Abbildung 3. Zu Beginn werden die Helligkeitswerte eines jeden Pixels in eine Liste mit Graustufen zwischen 0 und 1 geladen. Die Bilddateien (jpg, png etc.) können von einer Fotokamera oder einer Webcam stammen. Die Detektionswahrscheinlichkeit der einzelnen Pixel ist proportional zu deren jeweiliger Graustufe. Zum Zwecke der Anpassung dieser Wahrscheinlichkeit werden die Pixelwerte mittels eines Proportionalitätsfaktors skaliert. Dieser Faktor (genannt Verstärkung) wurde mittels 10000/Verstärkung implementiert. Sobald alle Werte bekannt sind, wird auf jedes Pixel ein Zerfallsalgorithmus, dargestellt in Quellcode 1, angewendet. Dieser errechnet die Zerfallszeit für jedes Pixel.

Zur Ausnutzung moderner Multi-Kern-Prozessoren wird der Zerfallsalgorithmus in mehreren Threads gestartet, um die höchst mögliche Berechnungsgeschwindigkeit bereitzustellen. Die berechneten Zerfallszeiten der einzelnen Pixel werden in einer Map gespeichert, dabei entspricht eine Zerfallszeit einem Schlüssel, welcher auf alle Pixel verweist, die zur gleichen Zeit zerfallen. Nachdem alle Pixel diesen Algorithmus durchlaufen haben ist die Berechnung beendet und es können aus den in der Map gespeicherten Werten Bilder generiert werden.

Die Software wurde in C++ unter Hinzunahme des Open-Source QT-Framework programmiert und kann auf verschiedensten Betriebssystemen aus dem Quellcode kompiliert werden. Auf unserer Homepage www.quantumlab.de stellen wir ein Installationsprogramm für Windows und den Multiplattform Quellcode bereit.

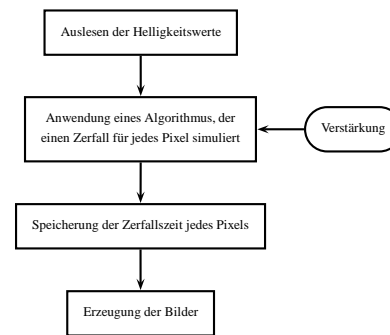


Abb. 3: Flussgraph der Software

3.2. Quantenzufall

Der Zufallszahlengenerator des Bildverarbeitungsalgorithmus kann ersetzt werden durch einen Quantenzufallszahlengenerator, um einen realen Quantenprozess in das System zu integrieren. Dazu haben wir den *Quantis random number generator* benutzt, ein kleines Gerät mit USB Anschluss [20].

Die Ergebnisse scheinen identisch mit jenen eines softwarebasierten Pseudozufallszahlen-Algorithmus zu sein. Aber erst die Verwendung von echten Quantenzufallszahlen rechtfertigt es, unser System als Quantendetektor zu bezeichnen.

3.3. Ergebnisse

Die Laufzeit des Programms liegt in der Größenordnung von 10s auf aktuellen Computern. Bei Benutzung des Quantis-Moduls kann sich diese abhängig von der Datenübertragung via USB auf einige Minuten erhöhen. Eine Abfolge von Einzelbildern eines Doppelspalt Interferenzmusters wird in Abbildung 4 gezeigt.

¹Kameras können verschiedene Ereignisse eines Pixels addieren und die Anzahl mittels Graustufen darstellen, um daraus Halbtonbilder zu generieren. Für unser Modellsystem verzichten wir auf dieses besondere Merkmal.

```

for (double Zeit = 1; Zeit <= maxFrame; Zeit++) {
    if (Zufallszahl < (Pixel.Helligkeit/10000*Verstärkung)) {
        Pixel zerfällt;
    }
}

```

Quellcode 1: Zerfallsalgorithmus

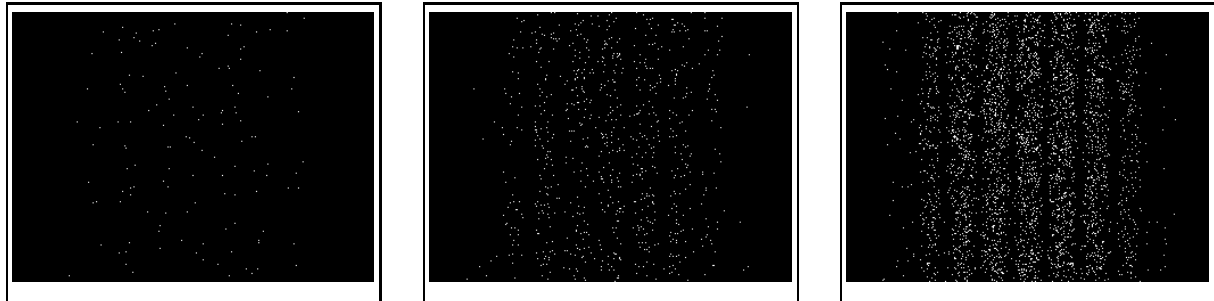


Abb. 4: Eine Abfolge von drei Doppelspalt Interferenzmustern der binären Kamera.

3.4. Doppelspaltbilder

Unser Konzept basiert auf Bildern, die aus einem realen Aufbau zum Beispiel in einem Hörsaal stammen. Wir stellen einige Beispielbilder zur Verfügung um sofort mit der Software loslegen zu können. Für eigene Aufnahmen und zur Demonstration der Interferenz sind Glühlampen oder Spektrallampen geeigneter als Laser, da die Bilder frei von Speckle sind.

Theoretische Kurven werden normalerweise für das Fernfeld (Fraunhoferbeugung) angegeben. Daher haben wir diesen Fall für unsere Aufnahmen gewählt. Der Aufbau für Beugungsbilder in der Fraunhofer-Bedingung wird in Abbildung 5 gezeigt. Der Abstand vom Kohärenzspalt zur ersten Linse L_1 muss deren Brennweite betragen. Für praktische Zwecke ist es ausreichend eine Linse zur Abbildung zu verwenden und den Doppelspalt nahe an die Linse zu platzieren.

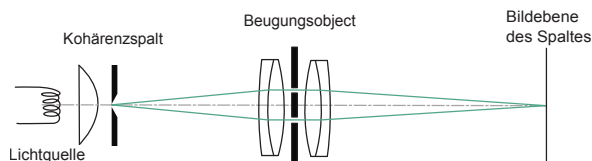


Abb. 5: Aufbau für Fotografien des Interferenz Musters.

Die Bilder für diesen Artikel wurden mit einer Nikon D70 DSLR Kamera und einem 60mm/2.8 Micro-Nikkor Objektiv aufgenommen. Die äußere Brennebene der Micro Linse wurde in die Bildebene des Spaltes gestellt.

4. Zusammenfassung

Eine herkömmliche Kamera verknüpft mit einem binären Quantenzufallsalgorithmus zur Bildverarbei-

tung führt zu den gleichen Doppelspaltbildern wie die einer Einzel-Photonen-Kamera. Der einzige relevante Unterschied ist die kleinere Quanteneffizienz der Kamera. Da der Wert der Quanteneffizienz aber keine kritische Rolle für Demonstrationsexperimente spielt, ist dieses System ein ebenbürtiger Ersatz für teure Geräte aus der Forschung, falls die Kamera als Black-box behandelt wird.

Andererseits zeigt die Untersuchung des Prinzips der jeweiligen Bauart, dass kein Kameratyp zur Demonstration der Quantennatur des Lichts verwendbar ist. Zur Motivation des Konzeptes der Photonen als grundlegend andere Physik verglichen mit der klassischen Elektrodynamik werden Experimente benötigt, die die Quantennatur des Lichts eindeutig zeigen. Dies kann mit angekündigten Photonen (Eigenzuständen) [21] oder Untersuchungen zum Quantenrauschen [22] bewerkstelligt werden.

5. Danksagung

Diese Arbeit wurde während eines Treffens der Arbeitsgemeinschaft Quanten der Jungen Akademie an der Berlin-Brandenburgische Akademie der Wissenschaften und der Deutschen Akademie der Naturforscher Leopoldina in Berlin ins Leben gerufen.

6. Literatur

- [1] Young, Thomas: The Bakerian Lecture: Experiments and Calculations Relative to Physical Optics. In: Philosophical Transactions of the Royal Society of London, 94 (1804) S. 1-16
- [2] Feynman, Richard Philips: Lectures on Physics Volume 3, Addison Wesley (1989)
- [3] Taylor, Ingram Geoffrey: Interference fringes with feeble light. In: Proceedings of the Cam-

- bridge Philosophical Society, 15 (1909) S. 114-115
- [4] Jönsson, Claus: Elektroneninterferenzen an mehreren künstlich hergestellten Feinspalten. In: Zeitschrift für Physik, 161 (1961) S. 454-474
- [5] Gähler, Roland; Zeilinger, Anton: Wave-optical experiments with very cold neutrons. In: Am. J. Phys., 59(4) (1991) S. 316-324
- [6] Carnal, O.; Mlynek, J.: Young's double-slit experiment with atoms: A simple atom interferometer. In: Phys. Rev. Lett., 66(21) (1991) S. 2689-2692
- [7] Arndt, Markus; Nairz, Olaf; Vos-Andreae, Julian; Keller, Claudia; Van der Zouw, Gerbrand; Zeilinger, Anton: Wave-particle duality of C60 molecules. In: Nature, 401 (1999) S. 680-682
- [8] Strekalov, D. V.; Sergienko, A. V.; Klyshko, D. N.; Shih, Y. H.: Observation of Two-Photon "Ghost" Interference and Diffraction. In: Phys. Rev. Lett, 74(18) (1995) S. 3600-3603
- [9] Walborn, S. P.; Terra Cunha, M. O.; Pádua, S.; Monken, C. H.: Double-slit quantum eraser. In: Phys. Rev. A, 65(3) (2002) 033818
- [10] Parker, Sherwood: A Single-Photon Double-Slit Interference Experiment. In: Am. J. Phys., 39 (1971) S. 420-424
- [11] Weis, A.; Wynands, R: Three demonstration experiments on the wave and particle nature of light. In: Physik und Didaktik in Schule und Hochschule, 1/2 (2003) S. 67-73
- [12] Dimitrova, T. L.; Weis, A.: The wave-particle duality of light: A demonstration experiment. In: Am. J. Phys., 76 (2008) S. 137-142
- [13] Kidd, Richard; Ardini, James; Anton, Anatol: Evolution of the modern photon. In: Am. J. Phys., 57(1) (1989) S. 27-35
- [14] Lamb, W. E.: Anti-photon. In: Applied Physics B, 60 (1995) S. 77-84
- [15] Hobson, Art: Electrons as field quanta: A better way to teach quantum physics in introductory general physics courses. In: Am. J. Phys., 73 (2005) S. 630-634
- [16] Feynman, Richard Philips: The strange theory of light and matter. Princeton University Press (2006)
- [17] Glauber, Roy J.: Coherent and Incoherent States of the Radiation Field. In Phys. Rev., 131(6) (1963) S. 2766-2788
- [18] Loudon, Rodney: The quantum theory of light, 3rd edition. Oxford University Press (2000)
- [19] Takeuchi, Shigeki; Kim, Jungsang; Yamamoto, Yoshihisa; Hogue, Henry H.: Development of a high-quantum-efficiency single-photon counting system. In: Applied Physics Letters, 74(8) (1999) S. 1063-1065
- [20] id-Quantique, Quantum cryptography system (2009), <http://www.idquantique.com/>
- [21] Dehlinger, Dietrich; Mitchell M. W.: Entangled photon apparatus for the undergraduate laboratory. In: Am. J. Phys., 70(9) (2002) S. 898-902
- [22] Morizur, Jean-François; Colla, Massimiliano; Bachor, Hans-A.: Quantum noise detection: A portable and educational system. In: Am. J. Phys., 76(11) (2008), S. 1022-1025